

УДК 530.145

ЗАПИСЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ ФОТОНА В КОРРЕЛИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ МАССИВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

© 2023 г. А. В. Цуканов¹, *, И. Ю. Катеев¹, **¹Физико-технологический институт им. К.А. Валиева РАН, Нахимовский проспект, 34, Москва, 117218 Россия

*E-mail: tsukanov@ftian.ru

**E-mail: ikateyev@mail.ru

Поступила в редакцию 15.02.2023 г.

После доработки 01.03.2023 г.

Принята к публикации 02.03.2023 г.

Предложена схема преобразования транспортного фотонного кубита в стационарный кубит, представленный электронными состояниями квантовых точек. Выбор базисных состояний кубита в виде антисимметричных комбинаций возбужденных состояний массива квантовых точек обеспечивает их устойчивость по отношению к процессам фотонной/фононной релаксации. Формирование данных состояний обусловлено взаимодействиями Штарка и Ферстера между электронами, локализованными в квантовых точках. Рассмотрен алгоритм контролируемой трансформации (записи) фотонного состояния в электронные состояния квантовых точек с использованием оптических и электростатических полей. Исследована возможность подстройки частоты электронных переходов в квантовых точках в арсенид-галлиевой наноструктуре с помощью металлических затворов и заряженной иглы кантилевера.

Ключевые слова: квантовая точка, зарядовый кубит, эффект Ферстера, микрорезонатор, уравнение Пуассона

DOI: 10.31857/S054412692370028X, **EDN:** UCJOGB

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, для создания квантового компьютера требуется набор двухуровневых физических систем (кубитов) и контролирующих полей, выполняющих одно- и двухкубитные квантовые вентили [1, 2]. Кроме того, необходимо обеспечить высокую надежность инициализации и измерения кубитов, а также хранения квантовой информации. Это подразумевает устойчивость состояния квантового компьютера по отношению к внешним шумам, представляющим собой источники вычислительных ошибок. Один из способов подавления шумов заключается в выборе в качестве логических состояний кубита 0 и 1 таких комбинаций векторов состояний физической системы, которые в силу своей симметрии сохраняют когерентность. Они формируют подпространство состояний, не подверженных распаду (decoherence free subspace, DFS [3]). Недостаток данного подхода заключается в том, что, как правило, DFS-состояния устойчивы лишь к одному из диссипативных каналов (или к релаксации, или к дефазировке) [4]. К тому же сама генерация этих состояний, зачастую имеющих сложное внутреннее строение, требует специального алгоритма. Тем не ме-

нее, если кодировка в логические состояния такого типа была успешно проведена, то применения других коррекционных процедур к кубитам в отношении данного канала ошибок не требуется. Оптимальная стратегия подавления внешних шумов заключается в выборе DFS-базиса относительно наиболее мощного канала распада и применению активных (импульсных) схем коррекции для остальных каналов.

Мы рассматриваем пассивную схему коррекции ошибок применительно к совокупности твердотельных зарядовых кубитов на квантовых точках (КТ) [5–8]. Кодировка фоковской суперпозиции вектора состояния фотона в электронные DFS-состояния КТ, устойчивые к релаксации, осуществляется с помощью комбинации лазерного импульса и пространственно-неоднородного электрического поля. Как будет показано, выбор в качестве логического состояния антисимметричной комбинации возбужденных состояний массива КТ делает его устойчивым к процессам распада в основное состояние. Трансформируя одиночный фотон в данное состояние массива КТ, можно значительно увеличить время хранения такого кубита. Эта транс-

формация осуществляется за счет ферстеровского обмена энергией между КТ [9–12].

Как правило, формирование КТ происходит двумя путями: за счет механизма роста Странско–Крастанова или с помощью системы металлических затворов, расположенных на поверхности образца. Затворы создают электростатическое поле, локализирующее электроны в некоторой области полупроводниковой пластины [13]. Подбирая форму и расположение затворов, а также напряжение на них, можно менять геометрические параметры КТ в широком диапазоне, тем самым контролируя энергию ее электронных состояний. Расчет энергетического спектра электрона в потенциале КТ осуществляется с помощью решения самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона [14]. Затворы позволяют управлять электронными состояниями КТ, образованных дефектами кристаллической решетки [15, 16] благодаря эффекту Штарка. Кроме того, в работе [17] исследовалась возможность создания квантового компьютера на основе атомов фосфора в кремнии, где контроль электронных спиновых состояний предлагалось осуществлять металлическими затворами. Недостаток такого подхода состоит в невозможности изменения расположения затворов после напыления.

В нашей работе исследуются два варианта контроля над частотами перехода электрона между состояниями полупроводниковых КТ. Первый способ подразумевает использование мобильной заряженной иглы кантилевера, расположенного над поверхностью GaAs-подложки. Другой подход связан с напылением на ее поверхность металлических затворов, находящихся под напряжением. Горизонтальное и вертикальное перемещение иглы или подбор определенным образом напряжения на затворах позволяет изменять желаемым образом электрическое поле, действующее на КТ, сформированную в подложке, что приводит к сдвигу энергетических уровней электрона. На основе рассчитанного распределения электрического поля, создаваемого иглой или затворами, в рамках теории возмущения вычислены поправки к частотам перехода электрона между основным s -состоянием и двумя возбужденными p_x - и p_z -состояниями в зоне проводимости прямоугольной КТ в зависимости от положения иглы и конфигурации напряжения на затворах.

2. ТРОЙНАЯ КВАНТОВАЯ ТОЧКА В КАЧЕСТВЕ ЭЛЕМЕНТА КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ

Рассмотрим алгоритм записи фотонного состояния в электронное DFS-состояние искусственной молекулы из трех КТ (далее – ТКТ). Он состоит из двух этапов. Во-первых, необходимо трансформировать однофотонное состояние в возбужденное состояние ТКТ, используя резонансное взаимо-

действие центральной КТ (далее – КТ 2) и фотона с частотой ω_c (оптический переход). Каждая КТ содержит два локализованных состояния, основное $|g_k\rangle$ и возбужденное $|e_k\rangle$ ($k = 1-3$). Частота перехода между ними в КТ 2 соответствует частоте фотона, $\omega_2 \approx \omega_c$. Во-вторых, с помощью инженерии ферстеровского обмена энергией между КТ данное состояние преобразуется в антисимметричную комбинацию возбужденных состояний двух крайних КТ. Это возможно при соблюдении требований к симметрии ТКТ, обеспечивающей баланс скоростей обмена между центральной КТ 2 и крайними КТ 1 и КТ 3.

Если ТКТ формируется из трех “почти” одинаковых КТ, каждая из которых содержит электрон в основном состоянии, то штарковские сдвиги G_k частот переходов КТ ω_k ($k = 1-3$), обусловленные кулоновским взаимодействием электронов, будут зависеть от конфигурации ТКТ, а также от взаимной ориентации осей симметрии КТ [18]. Будем считать, что расстояние между КТ и энергия кулоновского взаимодействия двух электронов в одной КТ велики настолько, что туннелирование между соседними КТ оказывается неэффективным. Это значит, что все электроны остаются локализованными в своих КТ. Однако их возбужденное состояние оказывается коррелированным благодаря эффекту Ферстера, обеспечивающему резонансный обмен квантом энергии между КТ со скоростью V_F при условии близости их частот. Как было показано в работе [20], энергии Штарка и Ферстера имеют примерно одинаковую величину и зависят от расстояния L между двумя КТ как $1/L^3$. Отметим, что электронная энергия Ферстера гораздо больше, чем экситонная энергия, характеризуемая зависимостью $1/L^6$ [20]. Поэтому в данном случае спектр и структура электронных состояний ТКТ зависят от обеих энергий. Вместе с тем, существует дополнительный механизм контроля спектра ТКТ за счет регулировки потенциального профиля КТ. Варьируя внешнее квазистатическое электрическое поле, можно изменять частоту перехода КТ, компенсируя или усиливая штарковский сдвиг, обусловленный кулоновским взаимодействием электронов. Частота перехода изолированной КТ задается путем выбора ее формы, размеров и химического состава на стадии изготовления. При этом разность частот соседних КТ будет постоянной в отсутствие внешнего поля благодаря линейной конфигурации ТКТ. Согласно расчетам, проведенным в работе [19], энергии Штарка и Ферстера при фиксированном расстоянии L между КТ могут меняться и при повороте одной из КТ вокруг своей оси.

Для реализации описанного алгоритма нам потребуется инструмент управления штарковским

сдвигом частоты перехода в центральной КТ, который был бы способен генерировать дополнительный сдвиг, значительно превосходящий и энергию Раби оптического перехода, и энергию ферстеровского обмена. При этом частоты крайних КТ не должны существенно меняться. Это значит, что внешнее поле должно обладать большим градиентом на расстоянии порядка L . Такие поля могут быть созданы металлическим затвором определенной формы или заряженной иглой кантилевера, сканируемой над поверхностью кристалла, в котором расположена ТКТ. Расстояние между иглой и поверхностью, как и размеры ТКТ, должны быть больше радиуса иг-

лы кантилевера. Данное условие накладывает ограничение и на погрешность пространственного положения иглы, которая не должна превышать радиус самой иглы. Используя такое электромеханическое устройство, можно эффективно подавлять или усиливать взаимодействие электрона в центральной КТ с фотоном или с электронами в крайних КТ.

Предположим для простоты, что ввод частоты КТ 2 в резонанс с однофотонным полем происходит мгновенно. Тогда гамильтониан электрон-фотонной системы в приближении вращающейся волны имеет вид

$$H_{c,2} = \delta_{c,2} |e_2\rangle\langle e_2| + \Omega_{c,2} (|e_2\rangle\langle g_2|a + |g_2\rangle\langle e_2|a^\dagger). \quad (1)$$

Здесь $\delta_{c,2} = \omega_2 - \omega_c$ — отстройка частот электронного перехода в КТ 2 и фотона, $\Omega_{c,2}$ — энергия (частота) Раби обмена квантом между полем и КТ 2, a — оператор уничтожения фотона. Волновой вектор системы представляется в виде суммы двух компонент: $|\Psi(t)\rangle = [c_{1,g,2}|1\rangle_c|g_2\rangle + c_{0,e,2}|0\rangle_c|e_2\rangle]|g_1\rangle|g_3\rangle$. Если $\delta_{c,2} = 0$ (строгий резонанс), а начальное состояние системы $|1\rangle_c|g_1\rangle|g_2\rangle|g_3\rangle$, то решение уравнения Шредингера описывает вакуумные осцилляции Раби:

$$c_{1,g,2} = \cos(\Omega_{c,2}t), \quad c_{0,e,2} = i\sin(\Omega_{c,2}t). \quad (2)$$

При этом первая и третья КТ остаются в основных состояниях, поскольку их частоты значительно

отличаются от частоты фотона, $|\delta_{c,l(3)}| \gg \Omega_{c,l(3)}$. Таким образом, в момент времени $T = \pi/2\Omega_{c,2}$ фотон полностью поглощается ТКТ, трансформируясь в электронное возбуждение КТ 2, $|0\rangle_c|g_1\rangle|e_2\rangle|g_3\rangle$.

После того как поглощение произошло, необходимо изменить потенциал иглы так, чтобы вывести КТ 2 из резонанса с фотонной модой и восстановить резонансную ферстеровскую связь между всеми КТ. Переход в данный режим предполагает выполнение условий $\delta_{c,1} = \delta_{c,2} = \delta_{c,3}$ и $|\delta_{c,k}| \gg \Omega_{c,k}$ ($k = 1-3$). В этом случае гамильтониан системы представляется в виде

$$H_F = V_{1,2}(|e_1\rangle\langle e_2| + |e_2\rangle\langle e_1|) + V_{2,3}(|e_2\rangle\langle e_3| + |e_3\rangle\langle e_2|) + V_{1,3}(|e_1\rangle\langle e_3| + |e_3\rangle\langle e_1|). \quad (3)$$

Энергии обмена Ферстера между соседними КТ значительно больше, чем между крайними КТ: $|V_{1,2}| \approx |V_{2,3}| \gg |V_{1,3}|$. Волновой вектор системы есть суперпозиция трех компонент, соответствующих электронному возбуждению в одной из трех КТ: $|\Psi(t)\rangle = c_{0,e,1}|0\rangle_c|e_1\rangle|g_2\rangle|g_3\rangle + c_{0,e,2}|0\rangle_c|g_1\rangle|e_2\rangle|g_3\rangle + c_{0,e,3}|0\rangle_c|g_1\rangle|g_2\rangle|e_3\rangle$. Пренебрегая $V_{1,3}$, получим решение уравнения Шредингера для начального состояния $|0\rangle_c|g_1\rangle|e_2\rangle|g_3\rangle$:

$$\begin{aligned} c_{0,e,2} &= \cos(\Omega_F t), \\ c_{0,e,1} &= -i(V_{1,2}/\Omega_F)\sin(\Omega_F t), \\ c_{0,e,3} &= -i(V_{2,3}/\Omega_F)\sin(\Omega_F t), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Omega_F = \sqrt{V_{1,2}^2 + V_{2,3}^2}$. В момент времени $T = \pi/2\Omega_F$ энергия кванта локализуется в КТ1 и КТ3. Если вы-

полняется соотношение $V_{1,2} = -V_{2,3}$, то результирующее состояние представляется антисимметричной суперпозицией $|\Psi\rangle_{DFS} = i\frac{|e_1\rangle|g_3\rangle - |g_1\rangle|e_3\rangle}{\sqrt{2}}|0\rangle_c|g_2\rangle$. Чтобы сохранить данное состояние, требуется нарушить условия резонансного обмена энергией между КТ. Для этого нужно выбрать потенциал иглы так, чтобы выполнялись неравенства $|\omega_k - \omega_n| \gg \max(|V_{k,n}|)$.

Данное состояние будет устойчиво по отношению к электронной релаксации, описываемой неэрмитовым оператором

$$H_{rel} = -i\sum_k \gamma_k (|g_1\rangle\langle e_1| + |g_3\rangle\langle e_3|)b_k^\dagger, \quad (5)$$

где $b_k^\dagger$ — оператор рождения кванта в k -ой моде резервуара, а γ_k — скорость ухода кванта из КТ 1(3) в

данную моду. В самом деле, результат его действия на DFS-состояние дает ноль, $H_{rel}|\Psi\rangle_{DFS} \equiv 0$. Следовательно, выбор логических состояний ТКТ-кубита $|0\rangle = |g_1\rangle|g_2\rangle|g_3\rangle$, $|1\rangle = |\Psi\rangle_{DFS}$ позволяет подавить (во всяком случае, существенно ослабить) диссипативные процессы, сопровождаемые необратимым уходом энергии из системы в резервуар. Это свойство базируется на деструктивной интерференции путей распада возбужденных электронных состояний КТ 1 и КТ 3, обусловленной антисимметрией состояния $|\Psi\rangle_{DFS}$. Кроме того, необходимо, чтобы скорости распада были одинаковы (или достаточно близки) для обеих КТ, что предполагает пространственную однородность гамильтониана (одинаковые КТ, слабо меняющееся поле). Управление штарковскими сдвигами уровней КТ, генерирующими отстройки их частот, предполагает высокий уровень контроля внешнего электростатического поля в области КТ. Кроме того, данное поле должно обладать градиентом, достаточным для индивидуальной настройки частоты каждой КТ.

3. МОДЕЛЬ ТРЕХМЕРНОГО МАССИВА ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В СЛУЧАЕ ЕГО ОДНОКВАНТОВОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Рассмотрим трехмерный массив “почти” кубических одноэлектронных КТ с размерами $a_x \approx a_y \approx a_z$, центры которых формируют прямоугольную решетку, а нормали к их граням параллельны декартовым направлениям x , y и z . В каждой из КТ присутствуют основное s -состояние $|g\rangle$ и три возбужденных p -состояния $|x\rangle$, $|y\rangle$ и $|z\rangle$ с энергиями ε_g и $\varepsilon_{x(y,z)}$, соответственно. Расстояние между центрами соседних КТ вдоль направления x (y , z) равно b_x (b_y , b_z) $\geq a_x$ (a_y , a_z), а их количество — $N_{x(y,z)}$. Следовательно, полное число КТ составляет $N = N_x N_y N_z$. Мы ограничимся случаем, когда в массиве присутствует не более одного кванта возбуждения произвольной частоты. Это значит, что только одна из КТ может находиться в возбужденном электронном состоянии. Нумерация КТ в массиве осуществляется следующим образом. Вначале индексируются КТ первой цепочки вдоль направления x в первой xy -плоскости от 1 до N_x , затем — КТ второй цепочки от $N_x + 1$ до $2N_x$ и так далее до последней цепочки данной плоскости, от $N_x(N_y - 1) + 1$ до $N_x N_y$. После этого происходит сдвиг по оси z и переход ко второй xy -плоскости, содержащей КТ с номерами от $N_x N_y + 1$ до $2N_x N_y$. В последнюю xy -плоскость входят КТ с номерами от $N_x N_y(N_z - 1) + 1$ до N . Гамильтониан кулоновского взаимодействия двух электронов в произвольных КТ равен $U(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) = 2/|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m|$, где $\mathbf{r}_{n(m)}$ — радиус-вектор электрона в КТ $n(m)$. Ниже мы будем пользоваться эффективными атомными еди-

ницами: $1 \text{ э.а.е.} = Ry^* = m^* Ry / m_e \varepsilon^2$ для энергии и $1 \text{ э.а.е.} = a_B^* = a_B m_e \varepsilon / m^*$ для длины, где $Ry = 13.6 \text{ эВ}$ — энергия Ридберга, $a_B = 0.52 \times 10^{-10} \text{ м}$ — радиус Бора, m_e — масса свободного электрона, m^* — эффективная масса электрона, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Для арсенида галлия GaAs ($\varepsilon = 12$ и $m^* = 0.067 m_e$) имеем $Ry^* = 6 \text{ мэВ}$ и $a_B^* = 10 \text{ нм}$.

Удобно выбрать в качестве начала отсчета энергию основного состояния массива

$$\varepsilon_0 = N\varepsilon_g + \sum_{m>n} V(g_m, g_n), \quad (6)$$

где $V(g_m, g_n) = \langle g_m, g_n | U(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n) | g_m, g_n \rangle$ — энергия кулоновского взаимодействия электронов в основных состояниях КТ с номерами m и n . Обозначим возбужденное состояние КТ с номером n как $|e_n\rangle$ ($e = x, y, z$). Тогда сдвиг частоты $\omega_n = \varepsilon_{e,n} - \varepsilon_{g,n}$ перехода электрона между состояниями данной КТ, обусловленный его взаимодействием с электронами других КТ (эффект Штарка), которые находятся в основных состояниях, будет равен

$$\Delta V_n = \sum_{m \neq n} [V(e_n, g_m) - V(g_n, g_m)]. \quad (7)$$

Помимо штарковских сдвигов частот, кулоновское взаимодействие может вызывать резонансный перенос кванта возбуждения между КТ без переноса электрона (эффект Ферстера): $|e_n, g_m\rangle \rightleftharpoons |g_n, e_m\rangle$, скорость которого характеризуется матричным элементом (энергией Ферстера)

$$V_{n,m}^F = \langle e_n, g_m | U(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) | g_n, e_m \rangle. \quad (8)$$

Данный процесс будет эффективным, если отстройка частот КТ оказывается существенно меньше, чем энергия Ферстера: $|\omega_n - \omega_m| \ll |V_{n,m}^F|$. В упорядоченном линейном массиве КТ ферстеровский перенос происходит с сохранением поляризации, поэтому спектры подрешеток с возбужденными состояниями одного типа можно рассматривать по отдельности.

Пусть нумерация векторов узельного базиса для p_x -возбуждений совпадает с нумерацией КТ, введенной выше. То есть, возбужденному состоянию n -ой КТ соответствует вектор, на n -ой позиции которого находится 1, а остальные элементы равны нулю. Связь между номером n базисного вектора и координатами (i, j, k) КТ в решетке да-

ется выражением $n = (k-1)N_x N_y + (j-1)N_y + i$. В этом случае матрица гамильтониана для однократно возбужденного массива одноэлектронных КТ имеет вид

$$H_x = \begin{pmatrix} A_1 & A_{12} & 0 & \dots & 0 & 0 \\ A_{21} & A_2 & A_{23} & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & A_{N_z-1} & A_{N_z-1, N_z} \\ 0 & 0 & 0 & \dots & A_{N_z, N_z-1} & A_{N_z} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Здесь на каждой позиции располагается матрица размером $N_x N_y$. Матрицы A_k ($k = 1 - N_z$) на главной диагонали описывают связь между КТ в k -ой плоскости массива, а матрицы $A_{k,k\pm 1} = A_{k\pm 1,k}$, занимающие смежные диагонали, задают ферстеровскую связь КТ в k -ой плоскости с КТ, имеющими те же ху-координаты центров в соседних плоскостях. Все ненулевые элементы матрицы $A_{k,k\pm 1}$ находятся на ее главной диагонали и равны скоростям V_z^F ферстеровского переноса в вертикальном направлении:

$$A_{k,k\pm 1} = \begin{pmatrix} V_z^F & 0 & \dots & 0 \\ 0 & V_z^F & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & V_z^F \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Каждая матрица A_k имеет ту же структуру, что и матрица H_x :

$$A_k = \begin{pmatrix} B_{k,1} & B_{k,1,2} & 0 & \dots & 0 & 0 \\ B_{k,2,1} & B_{k,2} & B_{k,1} & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & B_{k,N_y-1} & B_{k,N_y-1, N_y} \\ 0 & 0 & 0 & \dots & B_{k,N_y, N_y-1} & B_{k,N_y} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

На ее главной диагонали расположены матрицы $B_{k,j}$ ($j = 1 - N_y$), задающие одномерный перенос энергии в направлении x со скоростью $V_{k,x}^F$ между соседними КТ в j -ой цепочке, которая входит в k -ую плоскость. Смежные диагонали содержат матрицы $B_{k,j,j\pm 1}$, описывающие перенос энергии со скоростью $V_{k,y}^F$ между КТ с одинаковыми ху-координатами центров из соседних цепочек. Обе матрицы представляются в виде

$$B_{k,j} = \begin{pmatrix} W & V_{k,x}^F & 0 & \dots & 0 & 0 \\ V_{k,x}^F & W & V_{k,x}^F & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & W & V_{k,x}^F \\ 0 & 0 & 0 & \dots & V_{k,x}^F & W \end{pmatrix}, \quad (12)$$

$$B_{k,j,j\pm 1} = \begin{pmatrix} V_{k,y}^F & 0 & \dots & 0 \\ 0 & V_{k,y}^F & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & V_{k,y}^F \end{pmatrix}.$$

Главная диагональ матрицы $B_{k,j}$ сформирована набором частот КТ с учетом штарковских сдвигов:

$$W_{n,x} = \omega_{n,x} + \Delta V_{n,x}. \quad (13)$$

Чтобы учесть взаимодействие Ферстера произвольных (не только соседних) КТ с номерами n и m , следует воспользоваться формулой (12) и подставить этот матричный элемент на пересечение $n(m)$ -ой строки и $m(n)$ -ого столбца. Несложно видеть, что, например, взаимодействие двух КТ “через одну” КТ в цепочке вдоль направления x учитывается путем заполнения диагоналей матрицы $B_{k,j}$, смещенных относительно главной диагонали на две позиции вверх и вниз.

Мы не рассматриваем процессы электронного туннелирования между КТ, которые предполагают заселение КТ двумя электронами. Соответствующая добавка к энергии возбужденного уровня будет больше, чем энергия ионизации. Кроме того, возбужденные уровни КТ расположены достаточно глубоко. В данных условиях туннелирование оказывается неэффективным. Матрица гамильтониана для трех независимых подрешеток записывается как прямая сумма трех матриц, $H_{QD} = H_x \oplus H_y \oplus H_z$ (матрицы H_y и H_z формируются аналогично матрице H_x), а размерность пространства базисных векторов увеличивается в три раза.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ МАССИВА КТ С ВНЕШНИМИ РЕЗОНАНСНЫМИ ПОЛЯМИ ЛАЗЕРА И МИКРОРЕЗОНАТОРА

Если КТ находится во внешнем электромагнитном поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{L,p} \cos(\omega_{L,p} t)$, частота $\omega_{L,p}$ которого близка к одной из частот $\omega_{n,p}$ n -ой КТ ($p = x, y, z$), а энергия взаимодействия $\Omega_{n,L,p} = \langle e_{n,p} | -e \mathbf{E}_{L,p} \mathbf{r}_n | g_n \rangle$ не равна нулю, то становятся возможными переходы между ее основным и возбужденным электронными состояниями. Для организации оптической связи между состояниями разной симмет-

рии необходимо, чтобы поле имело несколько ортогональных компонент (поляризаций p). В этом

случае гамильтониан, описывающий переходы в массиве КТ, имеет вид

$$H_{L+QD} = \sum_{p=x,y,z} \sum_n 2\Omega_{n,L,p} (|e_{n,p}\rangle \langle g_n| + |g_n\rangle \langle e_{n,p}|) \cos(\omega_{L,p}t). \quad (14)$$

Для усиления взаимодействия между полем лазера и КТ обычно используются микрорезонаторы (МР) или волноводы, поддерживающие од-

ну или несколько мод. Тогда гамильтониан в приближении Джайнса–Каммингса, не учитывающем виртуальные процессы, представляется в виде

$$H_{L+QD+c} = \sum_{p=x,y,z} \omega_{c,p} a_p^\dagger a_p + \sum_{p=x,y,z} 2\Omega_{L,p} (a_p + a_p^\dagger) \cos(\omega_{L,p}t) + \sum_{p=x,y,z} \sum_n \Omega_{n,c,p} (a_p |e_{n,p}\rangle \langle g_n| + |g_n\rangle \langle e_{n,p}| a_p^\dagger). \quad (15)$$

Здесь $\omega_{c,p}$ – частоты мод МР, a_p – оператор уничтожения фотона в моде p , $\Omega_{L,p} = \langle \mathbf{E}_{L,p} | \mathbf{E}_{c,p} \rangle$ – энергия взаимодействия моды МР и лазера (интеграл перекрытия полей $\mathbf{E}_{c,p}$ и $\mathbf{E}_{L,p}$), $\Omega_{n,c,p} = \langle e_{n,p} | -e \mathbf{E}_{c,p} \mathbf{r}_n | g_n \rangle$ – энергия взаимодействия моды МР и КТ. Напомним, что приближение Джайнса–Каммингса предполагает выполнение условий $|\Omega_{n,p,c}| \ll \omega_{c,p}$.

Удобно перейти в систему отчета, вращающуюся с частотой лазера, с помощью унитарного преобразования

$$T = \exp \left[-i\omega_L t \left(\sum_p a_p^\dagger a_p + \sum_{n,p} |e_{n,p}\rangle \langle e_{n,p}| \right) \right]. \quad (16)$$

Если справедливо приближение вращающейся волны $|\Omega_{n,L,p}|, |\Omega_{L,p}| \ll \omega_L$, то данный переход позволяет устранить временную зависимость в выражениях (14) и (15). При этом частоты переходов КТ и частоты мод МР заменяются их отстройками от частоты лазера, $\delta_{n,p} = \omega_{n,p} - \omega_{L,p}$ и $\delta_{c,p} = \omega_{c,p} - \omega_{L,p}$, соответственно. Необходимо также включить вектор основного состояния всех КТ, а при наличии МР – и однофотонные состояния его мод, в набор базисных векторов (добавляются в начало набора). Окончательно, матрица гамильтониана системы с прямым лазерным возбуждением массива КТ приобретает вид

$$H = \begin{pmatrix} 0 & H_{L+QD} \\ H_{L+QD} & H_{QD} \end{pmatrix}, \quad H_{L+QD} = \Omega_{L,x} \oplus \Omega_{L,y} \oplus \Omega_{L,z}, \quad (17)$$

а матрица гамильтониана системы, в которой КТ возбуждаются через МР, выглядит как

$$H = \begin{pmatrix} H_{L+c} & H_{JC} \\ H_{JC} & H_{QD} \end{pmatrix}, \quad H_{L+c} = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_{L,c,x} & \Omega_{L,c,y} & \Omega_{L,c,z} \\ \Omega_{L,c,x} & \delta_{c,x} & 0 & 0 \\ \Omega_{L,c,y} & 0 & \delta_{c,y} & 0 \\ \Omega_{L,c,z} & 0 & 0 & \delta_{c,z} \end{pmatrix}, \quad H_{JC} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \Omega_{c,x} & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_{c,y} & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_{c,z} \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Здесь $\Omega_{L,p}$ ($p = x, y, z$) – векторы-строки, составленные из элементов $\Omega_{n,L,p}$, а $\Omega_{c,p}$ – векторы-строки, составленные из элементов $\Omega_{n,c,p}$ ($n = 1 - N$). Чтобы учесть и возможные переходы в КТ под действием лазера, следует заменить в формуле (18) нулевые матрицы в первой строке и в первом столбце H (кроме первого элемента) параметрами $\Omega_{L,p}$.

Однофотонное поле, представленное квантом в моде резонатора, может взаимодействовать с каждой КТ массива. Будем рассматривать случай, когда фотонный кубит уже находится в моде МР. Волновой вектор системы “МР + массив КТ” представлен суперпозицией

$$|\Psi\rangle = (C_{0,g} |0\rangle_c + C_{1,g} |1\rangle_c) \prod_{n=1}^N |g_n\rangle + |0\rangle_c \sum_{m=1}^N C_{0,m} |e_m\rangle \prod_{n \neq m}^N |g_n\rangle. \quad (19)$$

Его эволюция во времени описывается уравнением Шредингера с гамильтонианом (18), где следует положить энергии взаимодействия МР и лазера равными нулю:

$$i \frac{\partial |\Psi\rangle}{\partial t} = H |\Psi\rangle. \quad (20)$$

Амплитуды вероятностей в выражении (19) зависят от времени. Начальное состояние соот-

ветствует нахождению фотона в МР и отсутствию электронных возбуждений массива КТ, $C_{0,g}(0) = c_0, C_{1,g}(0) = c_1, C_{0,m}(0) = 0$. Наша цель – получить конечное состояние, в котором энергия кванта полностью переходит в массив КТ ($C_{1,g} = 0$), а набор амплитуд $C_{0,m}$ удовлетворяет критерию DFS-состояния по отношению к процессам электронной релаксации КТ. Пусть электрон-фононное взаимодействие представляется в виде неэрмитового оператора (5), а линейный массив (с компенсацией штарковских сдвигов) содержит нечетное число N КТ. Тогда условие $H_{rel}|\Psi_{DFS}\rangle = 0$ будет выполнено для собственного состояния $|\Psi_{DFS}\rangle = \sum_{k=1}^N C_k |g_1 \dots e_k \dots g_N\rangle$ гамильтониана системы, если $C_{2k-1} = -C_{N-2k+1}, C_{2k} = 0$, а скорости распада одинаковы для всех КТ массива (случай с $N = 3$ рассмотрен в п. 2). Оно является антисимметричным по отношению к инверсии относительно центра цепочки. Двух- и трехмерные массивы с определенной симметрией координат КТ также могут иметь собственные состояния с похожей структурой. Если частота фотона МР будет равна частоте перехода из основного состояния массива в DFS-состояние, то его поглощение будет означать запись кубита. Отметим, что для планарных и объемных структур локальная электрическая настройка ферстеровского взаимодействия может быть неэффективной из-за высокой плотности КТ. Поэтому в произвольном случае наиболее практичным подходом следует считать прямое оптическое заселение DFS-состояния. При этом частота ферстеровского взаимодействия должна быть значительно выше, чем частота Раби.

5. ФОРМИРОВАНИЕ DFS-СОСТОЯНИЯ ДВУМЕРНОГО МАССИВА КТ

В отличие от линейного массива КТ с ферстеровской связью [19], в двумерном прямоугольном массиве КТ правило отбора по поляризации не выполняется. В самом деле, матричные элементы ферстеровского взаимодействия между КТ, лежащих на диагоналях массива, не будут равны нулю для ортогональных возбужденных орбиталей этих КТ. То есть, возбуждение p_x -состояния одной КТ может конвертироваться в возбуждения как p_x -, так и p_y -состояний другой КТ. Следовательно, собственное состояние может не обладать определенной поляризацией относительно декартовых осей. Его структура, представленная в виде разложения по собственным состояниям изолированных КТ, рассчитывается путем диагонализации стационарного гамильтониана (1). С другой стороны, если массив КТ имеет пространственную симметрию, то собственные состояния гамильтониана должны оставаться инвариантными относительно преобразований группы симметрии.

Описанный в п. 4 подход к выбору DFS-состояния предполагает резонансный тип ферстеровского взаимодействия между элементами массива КТ вдоль каждого измерения. Это накладывает жесткие условия на спектр КТ, в первую очередь, на равенство частот перехода во всех КТ и энергий взаимодействия. Если же эффективный ферстеровский обмен происходит вдоль только одного направления, то можно говорить о независимости корреляций в каждой из цепочек КТ. Тогда, с учетом равновероятного оптического возбуждения всех КТ, структура DFS-состояния будет иметь следующий вид:

$$|\Psi_{DFS}\rangle = (1/\sqrt{M}) \sum_{k=1}^M |\Psi_k\rangle |G_k\rangle,$$

где M – число цепочек, $|\Psi_k\rangle$ – DFS-состояние k -ой цепочки, $|G_k\rangle$ – произведение векторов основных состояний КТ, не входящих в данную цепочку. Так, если рассматривается прямоугольный массив из $3N_y N_z$ КТ с резонансным возбуждением x -состояний КТ, то $M = N_y N_z$, а состояния $|\Psi_k\rangle$ представляют собой суперпозиции, рассмотренные в п. 2. Оба типа состояний одинаково устойчивы к шумам, если соблюдается условие $H_{rel}|\Psi_{DFS}\rangle = 0$. Следовательно, внутренняя коррелированность (запутанность) состояний КТ не является определяющим фактором при выборе DFS-состояния массива. Скорость перехода в DFS-состояние увеличивается с ростом числа КТ, $\Omega_{DFS} = \Omega_0 \sqrt{N}$, при условии равенства частот Раби Ω_0 всех КТ. Ослабить взаимодействие Ферстера между цепочками можно за счет увеличения расстояния между ними. При этом спектр структуры будет вырожденным. На рис. 1 показаны частоты собственных состояний двумерной структуры из четырех КТ, расположенных в вершинах прямоугольника. С увеличением расстояния между верхней горизонтальной цепочкой (КТ 1 – КТ 2) и нижней горизонтальной цепочкой (КТ 3 – КТ 4) ферстеровская энергия связи V_F между ними падает, как и степень “диагональной” гибридизации возбужденных состояний КТ с разной симметрией. При $V_F = 0$ спектр представлен двумя вырожденными дублетами с энергиями расщепления $2V_x^F = 0.02$ и $2V_y^F = 0.012$. Они формируются благодаря независимой гибридизации ортогональных возбужденных орбиталей (x - или y -типа) в каждой из двух одинаковых цепочек. Если же энергии Ферстера одинаковы для горизонтального и вертикального направлений, то состояния разной симметрии двух цепочек могут взаимодействовать, что приводит к гибридизации всех восьми состояний массива КТ. Собственные состояния такой системы, как уже упоминалось выше, не обладают определенной поляризацией и имеют сложную внутреннюю структуру. С другой стороны, верхние состояния дубле-

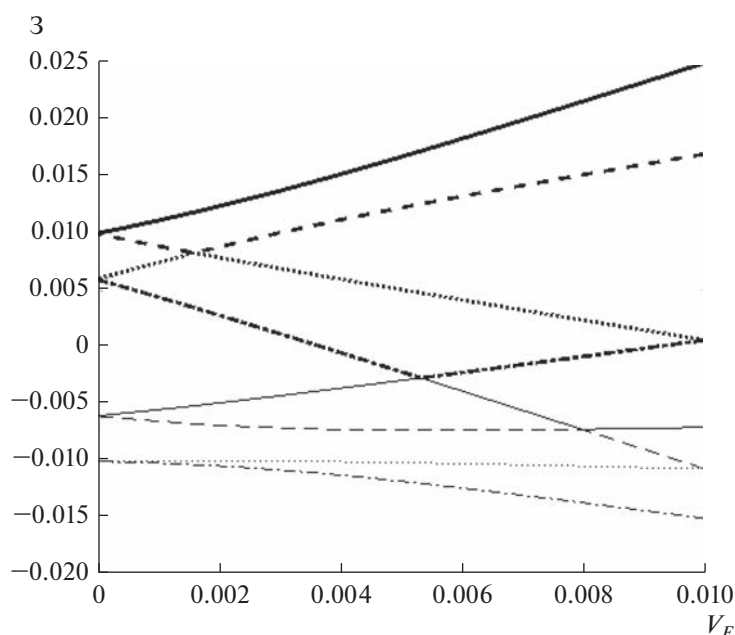


Рис. 1. Зависимости собственных частот электронных состояний структуры из четырех КТ от энергии ферстеровского «вертикального» взаимодействия соседних цепочек. Энергии ферстеровского «горизонтального» переноса между КТ внутри одной цепочки $V_x^F = 0.01$ и $V_y^F = 0.006$.

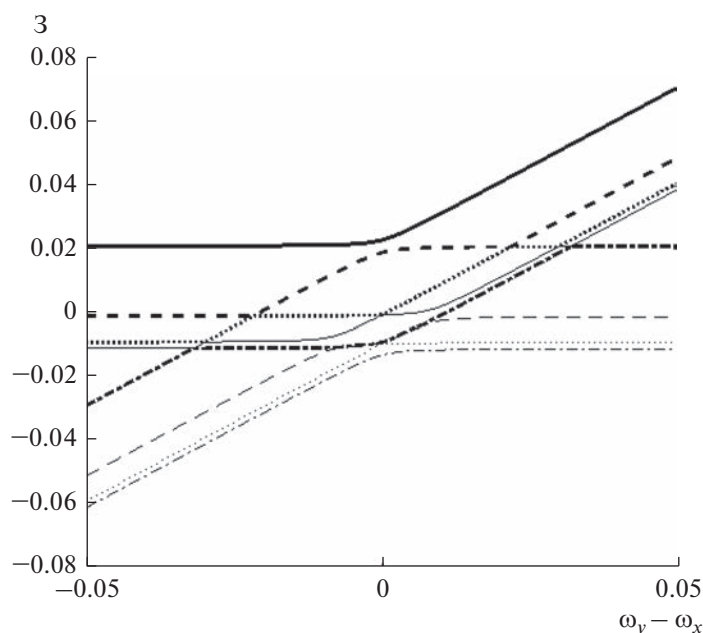


Рис. 2. Зависимости собственных частот электронных состояний структуры из четырех КТ от разности частот x - и y -переходов. Энергии ферстеровского переноса между x - и y -поляризованными орбиталями КТ $V_x^F = 0.01$ и $V_y^F = 0.006$. Энергии ферстеровского «диагонального» переноса между состояниями КТ с одинаковыми и разными ориентациями в соседних цепочках $V_{xx(yy)}^F = 0.005$ и $V_{xy}^F = 0.002$.

тов в вырожденном случае представляют собой антисимметричные комбинации состояний двух КТ.

Другой способ инженерии спектра цепочек состоит в нарушении резонансных условий переноса

возбуждений между состояниями разной поляризации путем создания градиента электрического поля перпендикулярно осям цепочек. Тогда вырождение ортогональных переходов (внутри x - и y -подпро-

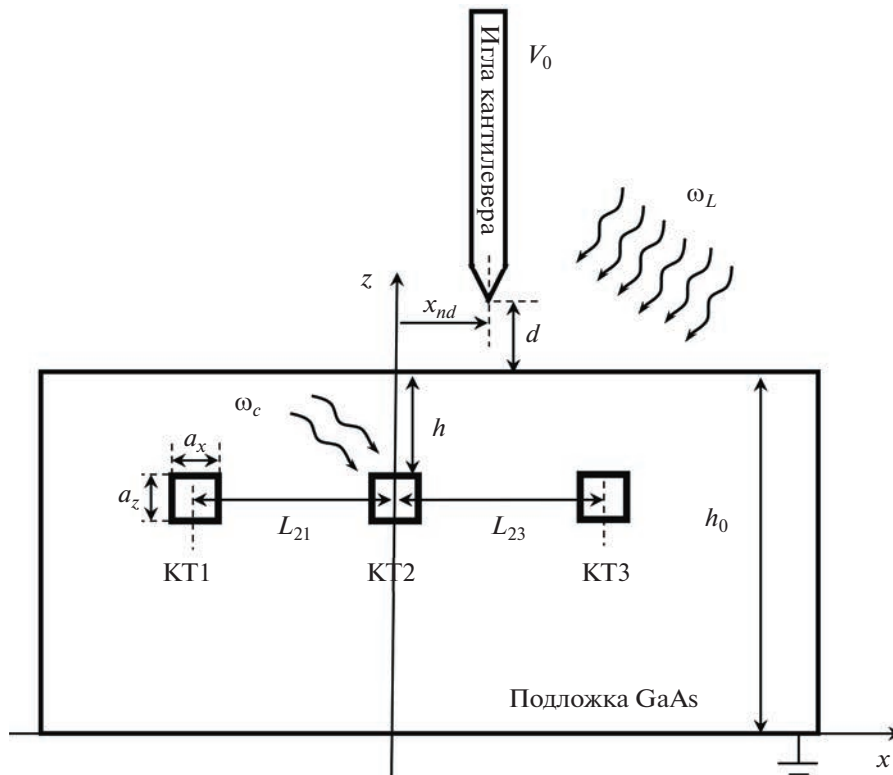


Рис. 3. Тройная квантовая точка, расположенная на глубине h в GaAs-подложке, которая находится под действием лазера с частотой ω_L и взаимодействует с модой МР с частотой ω_c . Настройка частоты электронного перехода в зоне проводимости КТ осуществляется заряженной иглой кантилевера, которая может перемещаться по горизонтали и по вертикали над поверхностью подложки.

странств) будет сниматься за счет разных штарковских сдвигов частот КТ для разных цепочек. На рис. 2 показан спектр прямоугольной структуры из четырех КТ в зависимости от разности штарковских сдвигов частот данных переходов, вызванных смещением частоты y -перехода при фиксированной частоте x -перехода. Как можно видеть, рост энергетической асимметрии приводит к обособлению x - и y -поляризованных состояний. Вместе с тем, это обуславливает и селекцию оптического возбуждения в самих цепочках из-за сокращения числа резонансных КТ, которые смогут эффективно поглощать фотон, преобразуя его состояние в свое электронное DFS-состояние. Поэтому первый способ, сохраняющий число оптически активных КТ, представляется более практичным, особенно в свете поддержания высокой скорости записи.

6. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ НАСТРОЙКА ЧАСТОТ ПЕРЕХОДОВ МАССИВА КТ ПРИ ПОМОЩИ ЗАРЯЖЕННОГО КАНТИЛЕВЕРА И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЗАТВОРОВ

Изучим возможность электромеханической настройки частот переходов КТ при помощи заряженного кантилевера. Для расчета частоты перехода электрона между основным и возбужденными электронными состояниями КТ, находя-

щихся под действием электрического поля иглы кантилевера, воспользуемся следующей моделью. Рассмотрим ТКТ, расположенную на глубине h от поверхности GaAs-подложки (рис. 3). Расстояние между КТ 2 и КТ 1(3), имеющими одинаковые размеры $a_x = 10$ нм и $a_z = 12$ нм, обозначим $L_{21(3)}$. На высоте d от поверхности подложки находится кантилевер, который может перемещаться по вертикали и горизонтали. Координата иглы кантилевера вдоль оси x задается величиной x_{nd} . Напряжение V_0 на игле создает в пространстве электрическое поле с потенциалом $V(\mathbf{r})$, который удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\nabla [\epsilon(z) \nabla V(x, z)] = -\frac{\rho(x, z)}{\epsilon_0}, \quad (21)$$

где $\rho(x, z)$ – плотность заряда, создаваемого электроном, находящимся в ТКТ, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума,

$$\epsilon(z) = \begin{cases} \epsilon_c, & 0 \leq z \leq h_0, \\ 1, & z > h_0, \end{cases} \quad (22)$$

$\epsilon_c = 12$ – диэлектрическая проницаемость материала подложки (GaAs), h_0 – ее толщина. В дальнейшем при расчете поля иглы мы будем пренебрегать вкладом заряда электрона в ТКТ, полагая

$\rho(x, z) \equiv 0$. Область вычислений, на границах которой потенциал полагается равным нулю, представляет собой прямоугольник с размерами, значительно превосходящими размеры исследуемой системы.

Частота перехода электрона между основным s -состоянием и возбужденным $p_{x(z)}$ -состоянием в зоне проводимости одиночной КТ в отсутствие

напряжения на игле кантилевера ($V_0 = 0$) равна

$\omega_{x(z)} = 3\pi^2/2m^*a_{x(z)}^2$ (здесь и далее $\hbar \equiv 1$) и при $a_{x(z)} \sim 10$ нм составляет примерно 0.1 эВ. Согласно теории возмущений, поправки $\Delta\epsilon_s$ и $\Delta\epsilon_{px(pz)}$ к энергиям s - и $p_{x,z}$ - состояний КТ, вызванные потенциалом иглы, вычисляются по формулам

$$\begin{aligned}\Delta\epsilon_s &= \iint dx dz \Psi_s^*(x, z)(-eV(x, z))\Psi_s(x, z), \\ \Delta\epsilon_{px(pz)} &= \iint dx dz \Psi_{px(pz)}^*(x, z)(-eV(x, z))\Psi_{px(pz)}(x, z).\end{aligned}\quad (23)$$

Здесь e – заряд электрона, а невозмущенные волновые функции состояний КТ в приближе-

нии бесконечно глубокой потенциальной ямы имеют вид

$$\begin{aligned}\Psi_s(x, z) &= \sqrt{4/a_x a_z} \cos(\pi(x - x_{QD})/a_x) \cos(\pi(z - z_{QD})/a_z), \\ \Psi_{px}(x, z) &= \sqrt{4/a_x a_z} \sin(2\pi(x - x_{QD})/a_x) \cos(\pi(z - z_{QD})/a_z), \\ \Psi_{pz}(x, z) &= \sqrt{4/a_x a_z} \cos(\pi(x - x_{QD})/a_x) \sin(2\pi(z - z_{QD})/a_z),\end{aligned}\quad (24)$$

где (x_{QD}, z_{QD}) – координата КТ. Тогда поправка к частотам переходов дается выражением

$$\Delta\omega_{x(z)} = \Delta\epsilon_{px(pz)} - \Delta\epsilon_s. \quad (25)$$

Двумерное распределение потенциала, полученное путем численного решения уравнения (21), показывает быстрое падение его величины с ростом расстояния от иглы (рис. 4а). При этом потенциал и, следовательно, электрическое поле имеет существенный горизонтальный градиент, который увеличивается при уменьшении расстояния от иглы до поверхности (рис. 4б). Это означает, что движение кантилевера вдоль поверхности подложки позволяет производить индивидуальную настройку частоты электронных переходов каждой КТ, а его вертикальное перемещение будет регулировать эффективность этой настройки.

Из формул (23)–(25) следует, что на поправки $\Delta\omega_{x,z}$ влияет как местоположение иглы, так и глубина залегания КТ в подложке. С уменьшением расстояния d от иглы до поверхности подложки величины $\Delta\omega_{x,z}$ растут (рис. 5), что, во-первых, обусловлено увеличением потенциала и, во-вторых, разным воздействием электрического поля на s - и $p_{x,z}$ -состояния. Взаимодействие электрона с электрическим полем увеличивает (уменьшает) энергию $p_{x(z)}$ -состояния относительно энергии s -состояния. Кроме того, поскольку для исследуемой КТ $a_z > a_x$, влияние иглы на частоту электронного перехода между s - и p_z -состояниями оказывается сильнее. При этом, чем больше глубина h залегания КТ в подложке, тем слабее эффективность настройки частоты электронных переходов в ней. Теперь исследуем возможность частотной подстройки КТ

за счет перемещения кантилевера вдоль поверхности подложки. Зависимость величин $\Delta\omega_{x,z}$ от горизонтальной координаты x_{nd} иглы, отсчитываемой от центра КТ 2, изображена на рис. 6. Видно, что кривые, рассчитанные при различных значениях d , имеют экстремум при $x_{nd} = 0$, то есть, когда игла находится непосредственно над КТ. При сдвиге иглы на величину, превышающую размер a_x КТ, значения частотных поправок уменьшаются. В итоге, при $|x_{nd}| \gg a_x$ подстройка частоты с помощью кантилевера становится малоэффективной, а запись фотонного состояния МР в электронные состояния КТ затруднительной.

Теперь исследуем селективность частотной подстройки кантилевером каждой точки в системе ТКТ. Для этого будем полагать, что КТ 2 расположена под иглой, находящейся на высоте $d = 0.1$ мкм над поверхностью подложки, а расстояния между КТ 2 и КТ 1(3) равны $L_{21} = 0.05$ мкм и $L_{23} = 0.07$ мкм (см. рис. 3). Расчеты показывают, что, если глубина h залегания ТКТ равна 50 нм, то разница частотных поправок $\Delta\omega$ для КТ 2 и КТ 1(3) составляет 33% (62%) для электронных переходов $s \leftrightarrow p_x$ и 32% (60%) для переходов $s \leftrightarrow p_z$ (рис. 7), что связано с большим горизонтальным градиентом потенциала (см. рис. 4б). Это позволяет осуществлять индивидуальную настройку КТ, однако с ростом величины h ее селективность уменьшается, приводя к снижению эффективности преобразования транспортного фотонного кубита в стационарный КТ-кубит. Тем не менее, отметим дополнительный ресурс, а именно, увеличение напряжения V_0 на игле кантилевера, позволяющий восстано-

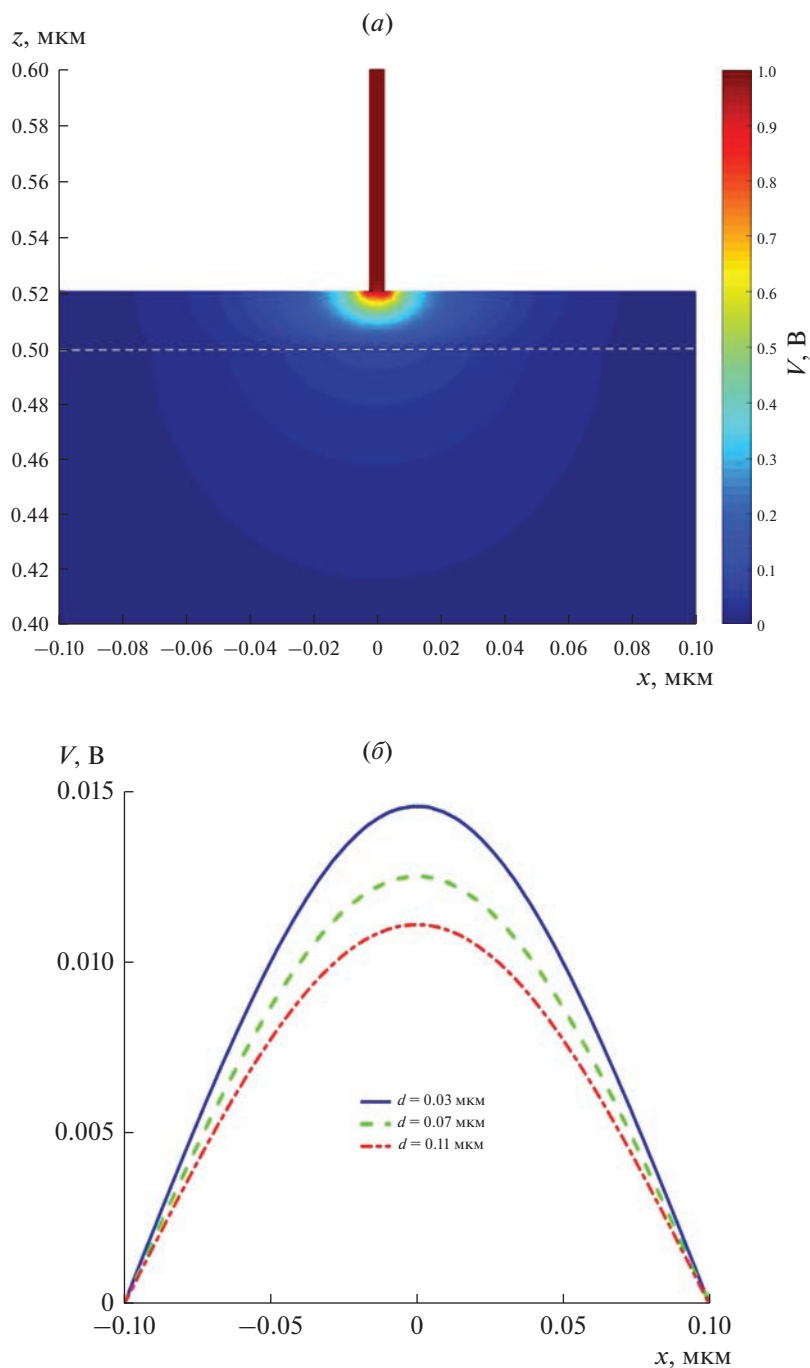


Рис. 4. Двумерное распределение потенциала иглы, заряженной до напряжения $V_0 = 1$ В и расположенной на высоте $d = 20$ нм, при $x_{nd} = 0$ (белой пунктирной линией обозначена поверхность подложки) (а) и зависимость потенциала от координаты x для $z = 0.488$ мкм при различных значениях d (б).

вить эффективность частотной постройки даже при больших значениях h и d .

Далее, продемонстрируем возможность электростатической настройки частот переходов ТКТ при помощи металлических затворов. Для этого в рамках приближения (23)–(25) проведем моделирование энергетического спектра электронов в КТ, сформированных в GaAs-подложке разме-

ром 0.2×2 мкм² на небольшой глубине. На поверхность подложки напылена планарная система из шести одинаковых металлических затворов длиной 0.5 мкм (рис. 8). Расстояние между затворами по оси z равно 1 мкм, а горизонтальная дистанция (по оси x) между соседними затворами составляет 50 нм, что примерно равно расстоянию между точками в ТКТ. К каждому затвору приложе-

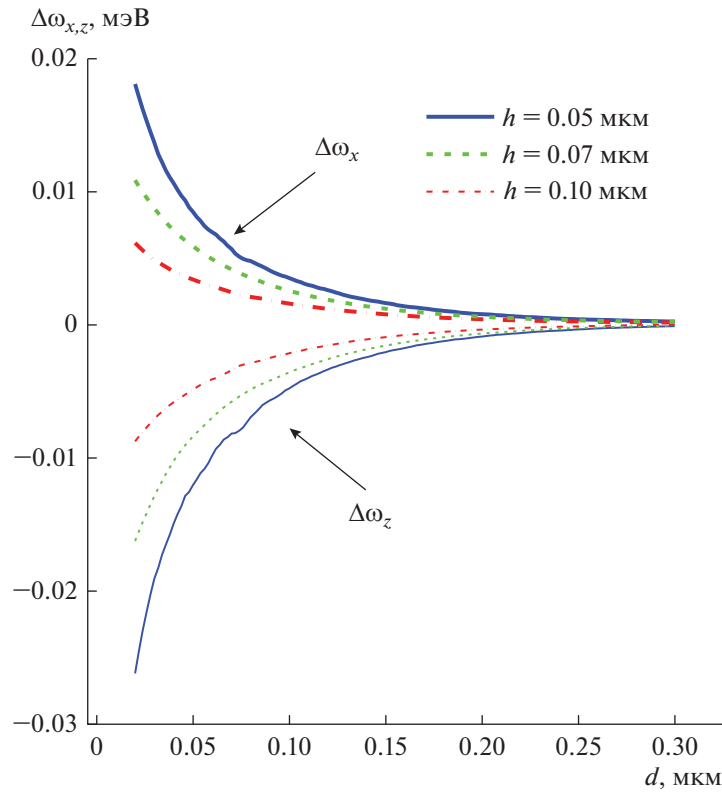


Рис. 5. Зависимость поправок $\Delta\omega_{x,z}$ к частотам переходов электрона между s - и $p_{x,z}$ -состояниями на расстоянии d между иглой кантилевера, заряженной до напряжения $V_0 = 1$ В, и поверхностью подложки при различных значениях глубины h залегания КТ для $x_{nd} = 0$. Толстые (тонкие) линии обозначают переход $s \leftrightarrow p_{x(z)}$.

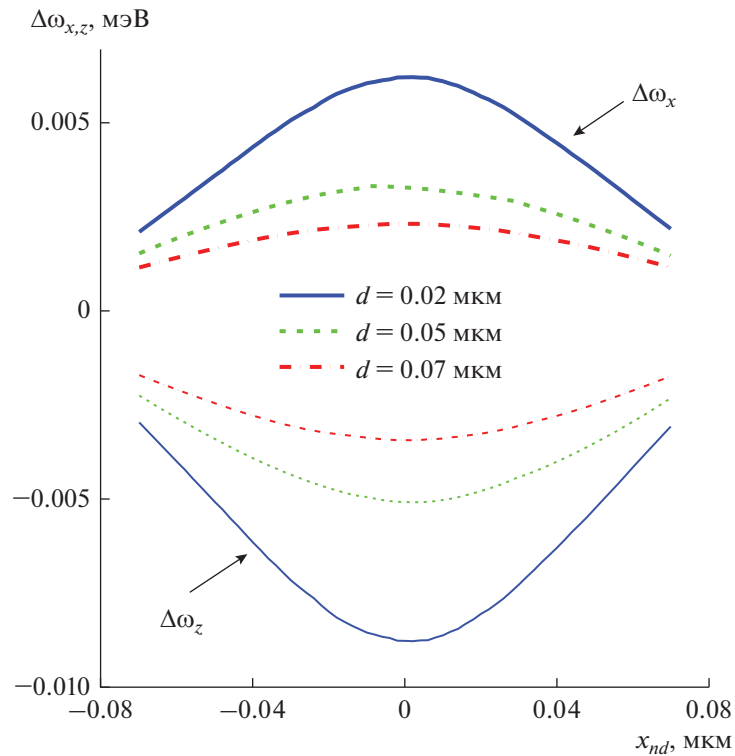


Рис. 6. Зависимость поправок $\Delta\omega_{x,z}$ к частотам переходов электрона между s - и $p_{x,z}$ -состояниями от горизонтальной координаты x_{nd} иглы кантилевера, заряженной до напряжения $V_0 = 1$ В, при различных значениях расстояния d между иглой и поверхностью подложки для $h = 0.1 \mu\text{m}$. Толстые (тонкие) линии обозначают переход $s \leftrightarrow p_{x(z)}$.

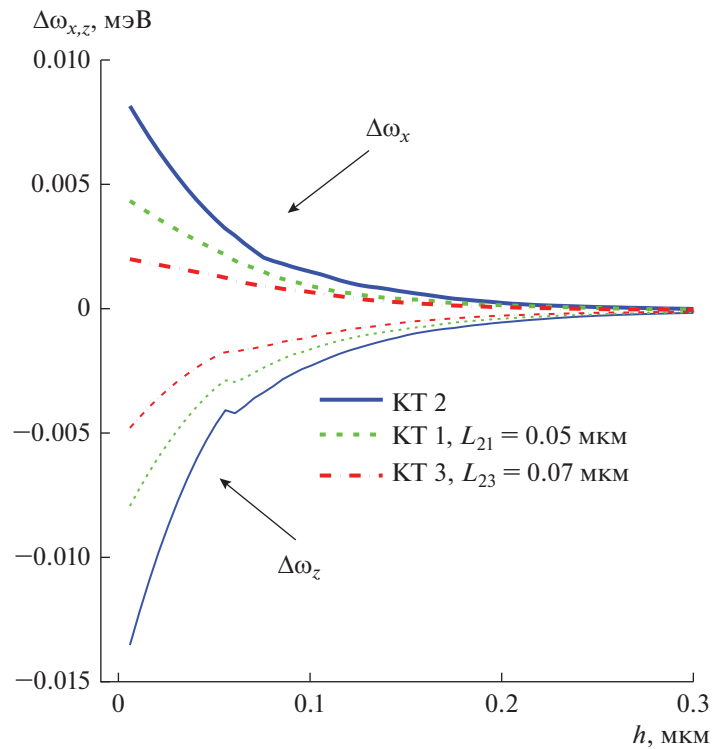


Рис. 7. Зависимость поправок $\Delta\omega_{x,z}$ к частотам переходов электрона между s - и $p_{x,z}$ -состояниями от глубины h залегания ТКТ для $x_{nd} = 0$. Игла заряжена до напряжения $V_0 = 1$ В. Толстые (тонкие) линии обозначают переход $s \leftrightarrow p_{x(z)}$.

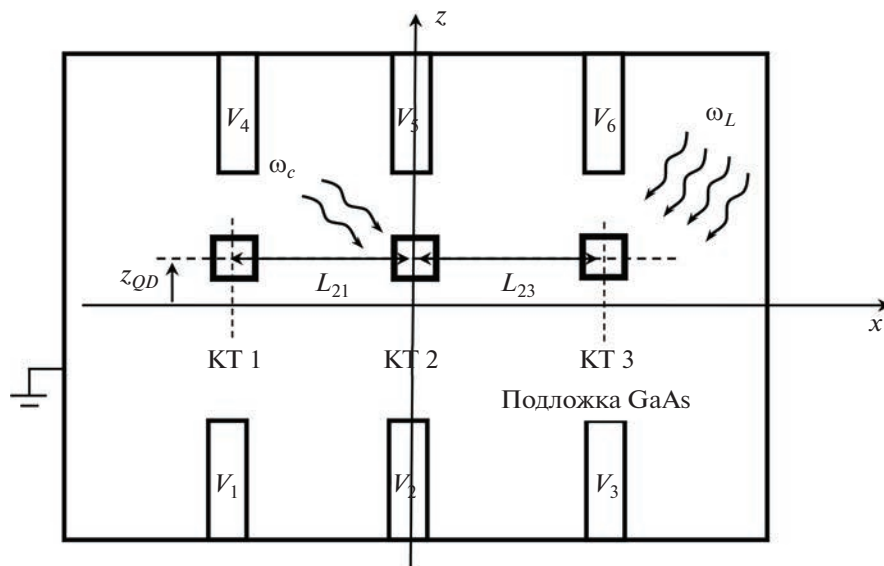


Рис. 8. Тройная квантовая точка, расположенная вблизи поверхности GaAs-подложки, которая находится под действием лазера с частотой ω_L и взаимодействует с модой МР с частотой ω_c . Настройка частоты электронного перехода в зоне проводимости КТ осуществляется подбором потенциала V_i ($i = 1, 2, \dots, 6$) на каждом из шести металлических затворов.

но напряжение V_i ($i = 1, 2, \dots, 6$). Для нахождения распределения электростатического поля, создаваемого затворами, мы численно решали уравнение (21), полагая диэлектрическую проницаемость равной $\epsilon_c = 12$ во всей области вычислений за исключением пространства, занимаемого затворами.

Таблица 1. Конфигурации напряжений на затворах (рис. 8)

Потенциал затвора	V_1 , В	V_2 , В	V_3 , В	V_4 , В	V_5 , В	V_6 , В
Конфигурация 1	-0.1	-0.1	-0.1	0.1	0.1	0.1
Конфигурация 2	0	-0.05	-0.1	0.1	0.05	0

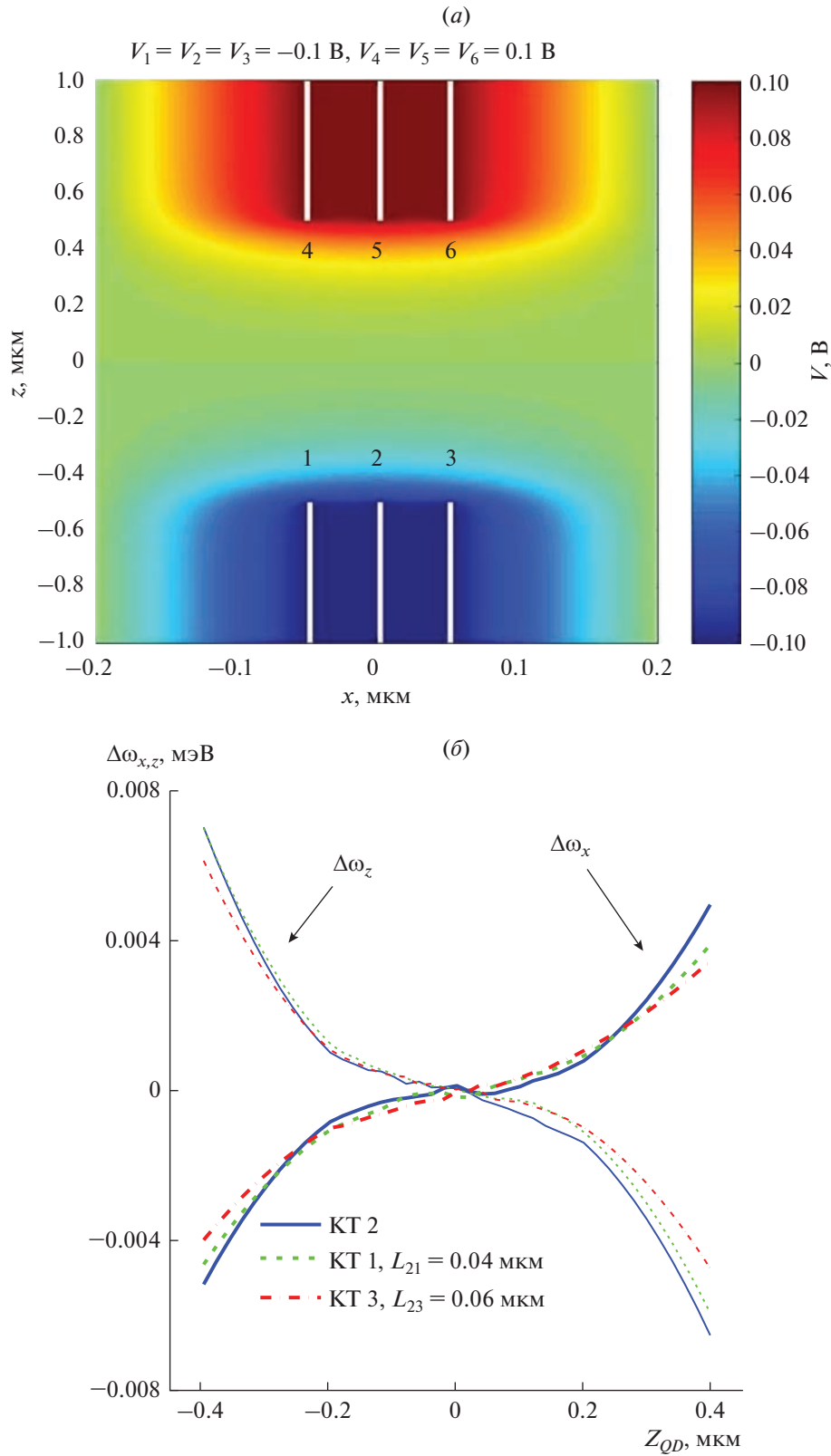


Рис. 9. Двумерное распределение потенциала, создаваемого системой затворов, (a) и зависимость поправок $\Delta\omega_{x,z}$ к частотам переходов электрона между s - и $p_{x,z}$ -состояниями от вертикальной координаты ТКТ z_{QD} (конфигурация 1) (б). Толстые (тонкие) линии обозначают переход $s \leftrightarrow p_{x(z)}$.

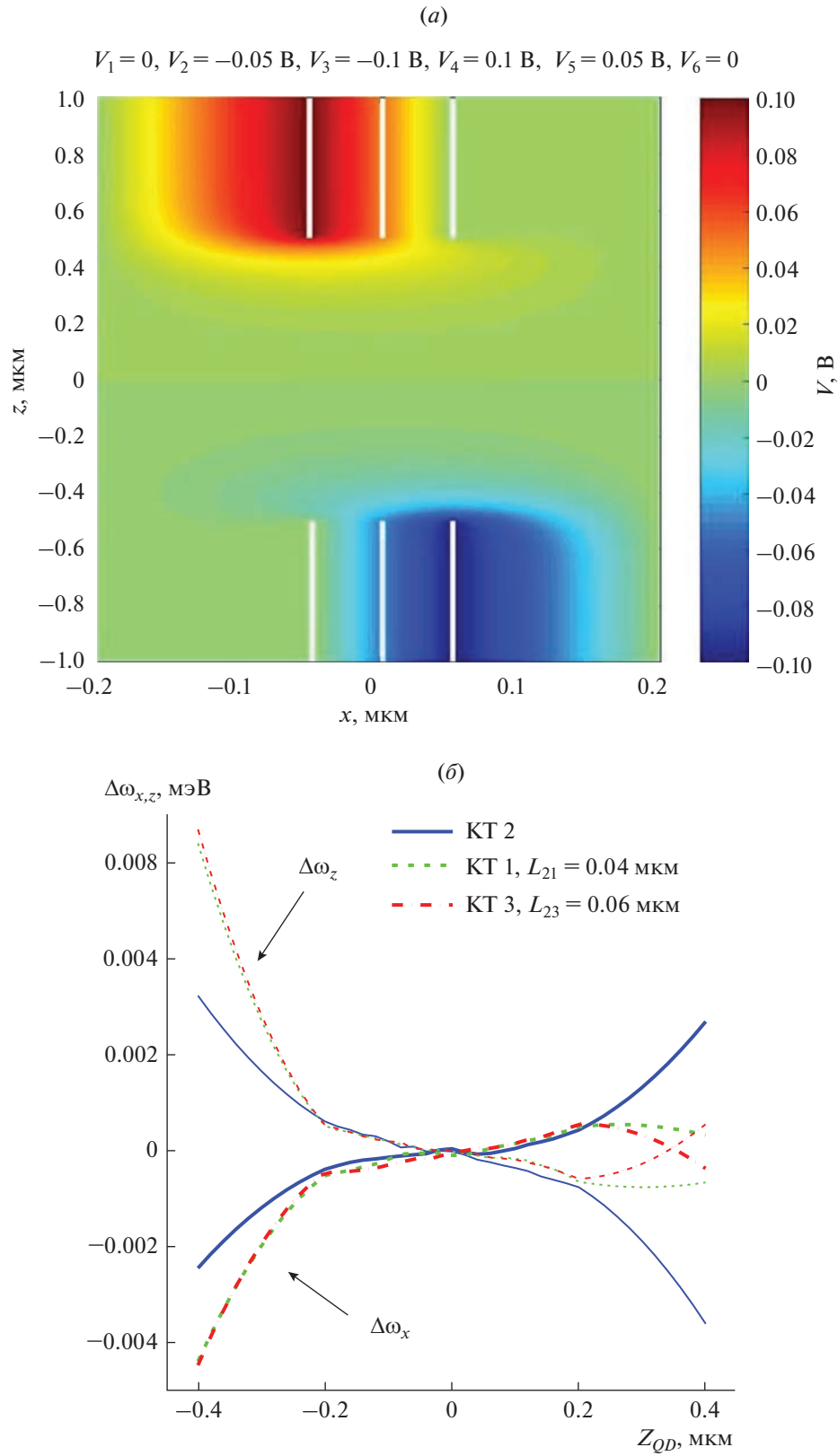


Рис. 10. Двумерное распределение потенциала, создаваемого системой затворов, (a) и зависимость поправок $\Delta\omega_{x,z}$ к частотам переходов электрона между s - и $p_{x,z}$ -состояниями от вертикальной координаты ТКТ z_{QD} (конфигурация 2) (б). Толстые (тонкие) линии обозначают переход $s \leftrightarrow p_{x(z)}$.

Сначала рассмотрим простую симметричную конфигурацию, где напряжения на затворах равны $V_{1,2,3} = -V_{4,5,6} = -0.1$ В (см. табл. 1, конфигурация 1). В этом случае при $|x| \leq 0.1$ мкм функция $V(x, z)$ слабо меняется вдоль оси x , однако она имеет сильный вертикальный градиент (по оси z), особенно вблизи затворов (рис. 9а). Это приводит к тому, что поправки $\Delta\omega_{x,z}$ к частотам переходов будут практически одинаковыми для всех точек в системе ТКТ. Зависимость поправок от вертикальной координаты КТ z_{QD} носит монотонный характер и определяется величиной и знаком потенциала (рис. 9б). Несколько иная картина возникает, если напряжение на затворах соответствует конфигурации 2 (табл. 1). Тогда распределение потенциала проявляет сильную пространственную асимметрию с большими горизонтальными и вертикальными градиентами (рис. 10а). Следствием этого является то, что зависимость частотных поправок от координаты z_{QD} для КТ 1(3) и КТ 2 заметно отличается (рис. 10б). Поведение частотных поправок $\Delta\omega_{x,z}$ для центральной КТ в целом аналогично конфигурации 1, хотя эффективность ее подстройки для конфигурации 2 несколько ниже. Сдвиг ТКТ к затворам, расположенным внизу, приводит к тому, что величины $\Delta\omega_{x,z}$ для крайних КТ превосходят частотные поправки для КТ 2, а при $z_{QD} > 0$ зависимости $\Delta\omega_{x,z}(v_{QD})$ становятся немонотонными, имеют экстремумы и даже меняют знак. Эту особенность необходимо учитывать при позиционировании ТКТ в подложке. Отметим также, что влияние затворов на эффективность подстройки частоты электронного перехода между s - и p_z -состояниями оказывается сильнее по сравнению с переходом $s \leftrightarrow p_x$, как и для случая заряженной иглы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена схема реализации алгоритма кодирования квантовой информации в защищенные от потери когерентности электронные состояния тройной квантовой точки. В качестве управляющей архитектуры предлагается использовать как оптические элементы (лазеры и микрорезонаторы), так и электростатические устройства. Инженерия требуемого состояния электрон-фотонной системы осуществляется благодаря резонансной оптической связи между КТ, полями лазеров и мод МР, а также ферстеровскому обмену энергией соседних КТ. Подавление фононной релаксации в массиве КТ обеспечивается за счет внутренней структуры логических состояний кубита, представляющих собой антисимметричные комбинации возбужденных состояний КТ. Предложенный способ кодировки может быть реализован в полупроводниковых $A_{III}B_V$ — гетероструктурах с упорядоченными массивами КТ.

Исследована возможность подстройки частоты электронных переходов в ТКТ двумя способами: с помощью системы металлических затворов и заряженного кантилевера. На основе рассчитанного распределения электрического поля, создаваемого иглой кантилевера или затворами, в рамках теории возмущения вычислены поправки к частотам перехода электрона между основным s -состоянием и двумя возбужденными p_x - и p_z -состояниями в зоне проводимости прямоугольной КТ в зависимости от положения иглы и конфигурации напряжения на затворах. Показано, что с увеличением расстояния от КТ до иглы эффективность частотной подстройки снижается. Использование затворов позволяет осуществить более тонкую подстройку за счет соответствующего подбора напряжения на каждом из них.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № FFNN-2022-0016 “Фундаментальные и прикладные исследования в области разработки методов высокоточного моделирования и контроля элементной базы квантовых компьютеров”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нильсен М., Чанг Н. Квантовые вычисления и квантовая информатика. Пер. с англ. М.: Мир, 2006.
2. Валиев К.А. Квантовые компьютеры и квантовые вычисления // УФН. 2005. Т. 175. С. 3.
3. Plenio M.B., Vedral V., Knight P.L. Quantum error correction in the presence of spontaneous emission // Phys. Rev. A. 1997. V. 55. P. 67.
4. Lidar D.A., Whaley K.B. Decoherence-free subspaces and subsystems. Springer Lecture Notes in Physics. Springer, 2003. V. 622. P. 83.
5. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Квантовые операции на зарядовых кубитах с электростатическим управлением в полупроводниковых резонаторах // Микроэлектроника. 2013. Т. 42. С. 246.
6. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Квантовые вычисления на квантовых точках в полупроводниковых микрорезонаторах. Часть I // Микроэлектроника. 2014. Т. 43. С. 323.
7. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Квантовые вычисления на квантовых точках в полупроводниковых микрорезонаторах. Часть II // Микроэлектроника. 2014. Т. 43. С. 403.
8. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Квантовые вычисления на квантовых точках в полупроводниковых микрорезонаторах. Часть III // Микроэлектроника. 2015. Т. 44. С. 79.
9. Головинский П.А. Влияние эффекта Штарка на резонансный перенос возбуждения между квантовыми точками // ФТП. 2014. Т. 48. С. 781.
10. Krause P., Tremblay J.C., Bande A. Atomistic simulations of laser-controlled exciton transfer and stabilization

- tion in symmetric double quantum dots // J. Phys. Chem. A. 2021. V. 125. P. 4793.
11. *Nazir A., Lovett B.W., Barrett S.D., Reina J.H., Briggs G.A.D.* Anticrossings in Förster coupled quantum dots // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 045334.
 12. *Цуканов А.В., Катеев И.Ю.* Взаимодействие массива одноэлектронных квантовых точек с полем микрорезонатора с учетом кулоновских корреляций // Квант. электрон. 2022. Т. 52. С. 474.
 13. *Liu H., Fujisawa T., Inokawa H., Ono Y., Fujiwara A., and Hirayama Y.* A gate-defined silicon quantum dot molecule // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 222104.
 14. *Prabhakar S., Raynolds J.E.* Gate control of a quantum dot single-electron spin in realistic confining potentials: Anisotropy effects // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 195307.
 15. *Bednarek S., Szafran B., Adamowski J.* Theoretical description of electronic properties of vertical gated quantum dots // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. P. 195303.
 16. *Rahman S., Gorman J., Barnes C.H.W., Williams D.A., and Langtangen H.P.* Finite-element analysis of a silicon-based double quantum dot structure // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 233307.
 17. *Larionov A.A., Fedichkin L.E., Kokin A.A., Valiev K.A.* The nuclear magnetic resonance spectrum of ^{31}P donors in a silicon quantum computer // Nanotechnology. 2000. V. 11. P. 392.
 18. *Цуканов А.В.* Принцип измерения электронной населенности квантовой точки с помощью однофотонного транзистора на основе массива квантовых точек // Квант. электрон. 2021. Т. 51. С. 718.
 19. *Tsukanov A.V., Kateev I.Yu.* Optical measurement of a quantum dot state in a microdisk by a Stark transducer // Laser Phys. Lett. 2022. V. 19. P. 086201.
 20. *Lovett B.W., Reina J.H., Nazir A., Briggs G.A.D.* Optical schemes for quantum computation in quantum dot molecules // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 205319.